

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА

№ 2

1965

УДК 532.593

*С. С. Бацанов,
А. А. Дерibas, С. А. Кутолин
(Новосибирск)*

ДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВА НА ВЕЩЕСТВО. ТЕРМОДИНАМИКА УДАРНОГО СЖАТИЯ ПОРОШКОВ

В предыдущих сообщениях [1, 2] отмечались возможности, открывающиеся перед физикой и химией твердого тела при использовании ударных волн с целью создания сверхвысоких давлений, а именно кристаллизация аморфного материала и изменение атомной и электронной структуры веществ. Представляет интерес определить термодинамические параметры ударного сжатия в использованной схеме гидродинамическим и химическим методами.

РАСЧЕТ ЗАДАЧИ О СЖАТИИ ЦИЛИНДРА ЗАРЯДОМ ВВ

1. Будем считать металлическую цилиндрическую ампулу в первом приближении идеальной несжимаемой жидкостью. Пусть внешний радиус ампулы до обжатия — R_{10} , радиус полости — R_{20} ; пусть на внешней поверхности действует давление, зависящее от времени $p_1(t)$, определяемое зарядом ВВ, а на поверхности полости — $p_2(t)$, определяемое уравнением состояния обжимаемого вещества, помещенного в полость ампулы. Выведем уравнение, определяющее закон движения ампулы.

Для отыскания закона обжатия воспользуемся переменными Лагранжа. Обозначим через $r(r_0, t)$ расстояние частицы ампулы от центра, где r_0 — лагранжева координата — расстояние частицы от центра ампулы до начала обжатия.

Основные уравнения гидродинамики идеальной несжимаемой жидкости в случае цилиндрической симметрии имеют вид:
уравнение неразрывности

$$\frac{\partial r(r_0, t)}{\partial r_0} = \frac{r_0}{r(r_0, t)}, \quad (1)$$

уравнение движения

$$\frac{\partial^2 r(r_0, t)}{\partial t^2} \cdot \frac{\partial r(r_0, t)}{\partial r_0} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p(r_0, t)}{\partial r}, \quad (2)$$

где ρ_1 — плотность ампулы.

Проинтегрировав уравнение (1), получим соотношение:

$$r(r_0, t) = \sqrt{r_0^2 + f(t)}, \quad (3)$$

где $f(t)$ — произвольная функция времени. Подставив это соотношение в уравнение движения (2), получим

$$f''(t) \frac{r_0}{2[r_0^2 + f(t)]} - [f'(t)]^2 \frac{r_0}{4[r_0^2 + f(t)]^2} + \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p(r_0, t)}{\partial r_0} = 0. \quad (4)$$

Интегрируя уравнение (4) по r_0 от R_{20} до R_{10} , получаем

$$f''(t) \frac{1}{4} \ln \frac{R_{10}^2 + f(t)}{R_{20}^2 + f(t)} - [f'(t)]^2 \cdot \frac{1}{8} \frac{R_{10}^2 - R_{20}^2}{[R_{10}^2 + f(t)][R_{20}^2 + f(t)]} + \frac{1}{\rho_1} [p(R_{10}, t) - p(R_{20}, t)] = 0. \quad (5)$$

Введем обозначения

$$R_1^2(t) = R_{10}^2 + f(t), \quad (6)$$

$$R_2^2(t) = R_{20}^2 + f(t). \quad (7)$$

Здесь $R_1(t)$ и $R_2(t)$ — соответственно внешний радиус ампулы и радиус полости в процессе обжата.

Из (6) и (7) следует соотношение

$$R_2^2(t) = R_1^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2). \quad (8)$$

Подставив (6), (7) и (8) в уравнение (5), получим

$$\frac{d^2}{dt^2} [R_1^2(t)] \frac{1}{4} \ln \frac{R_1^2(t)}{R_1^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2)} - \left[\frac{d}{dt} R_1^2(t) \right]^2 \frac{R_{10}^2 - R_{20}^2}{8R_1^2(t) [R_1^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2)]} + \frac{1}{\rho_1} [p_1(t) - p_2(t)] = 0. \quad (9)$$

Кинетическая энергия поперечного сечения ампулы определяется выражением:

$$W(t) = \frac{2\pi\rho_1}{2} \int_{R_{20}}^{R_{10}} \left[\frac{\partial r(r_0, t)}{\partial t} \right]^2 r_0 dr_0 = \frac{\pi\rho_1}{8} \left[\frac{d}{dt} R_1^2(t) \right]^2 \ln \frac{R_1^2(t)}{R_1^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2)}. \quad (10)$$

Подставив (10) в (9), можно переписать это уравнение так:

$$\frac{d}{dt} W(t) + \pi [p_1(t) - p_2(t)] \frac{d}{dt} R_1^2(t) = 0. \quad (11)$$

2. Исследуем теперь случай обжата ампулы внешним зарядом ВВ, прилегающим вплотную к стенкам ампулы и расположенным concentрически. Будем считать, что ампула и заряд ВВ находятся в вакууме.

Примем для упрощения расчета внешнего давления одномерную картину разлета продуктов взрыва. Пренебрежем также эффектом нарастания давления во фронте детонационной волны, вызванным сходимостью ее к центру. Это предположение будет оправдано в том случае, когда радиус обжимаемой ампулы не слишком мал по сравнению с внешним диаметром заряда. Вместе с тем использование этого предположения позволяет приблизить результаты расчетов по одномерной схеме к реализуемым на практике случаям, когда разлет продуктов взрыва является многомерным.

Предположим, наконец, что показатель адиабаты продуктов взрыва $\gamma = 3$. Это предположение, вполне обычное для упрощенных газодинамических расчетов, существенно облегчает исследование, позволяя получить формулу, связывающую давление на поверхности с законом движения ампулы и параметрами заряда.

Для вывода формулы, определяющей внешнее давление, воспользуемся решением одномерной задачи о метании зарядом ВВ абсолютной жесткой пластинки, приведенным в [3, 4].

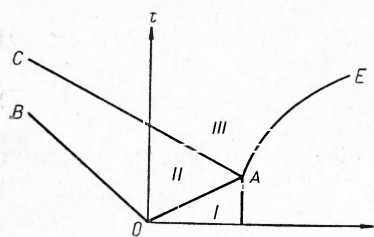


Рис. 1.

Газодинамическая картина течения в этом случае имеет вид, изображенный на рис. 1, где OA — детонационная волна, AC — отраженная ударная волна, OB — граница разлета продуктов взрыва и AE — путь пластинки.

Будем считать отраженную волну AC волной адиабатического сжатия. Тогда прямые характеристики из области централизованной волны разрежения II без излома проходят в область III, где происходит взаимодействие волны разрежения с отраженной ударной волной, и, следовательно, на линии AE будут выполняться соотношения:

$$\left. \begin{aligned} u + c &= \frac{y}{t} \\ p &= \frac{16}{27} c^3 \rho_0 \frac{1}{D} \\ \frac{dy}{dt} &= u \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Здесь ρ_0 — плотность продуктов взрыва; D — скорость детонации; c — скорость звука в продуктах взрыва; u — массовая скорость продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. Исключая из системы (12) c и u , получим соотношение для $p_1(t)$, выполняющееся на пути пластинки AE :

$$p_1(t) = \frac{16}{27} \frac{\rho_0}{D} \left(\frac{y}{t} - \frac{dy}{dt} \right)^3. \quad (13)$$

Переходя к координатам, связанным с центром ампулы, и обозначив через L толщину слоя ВВ, получим формулу, определяющую внешнее давление:

$$p_1(t) = \frac{16}{27} \frac{\rho_0}{D} \left[\frac{L + R_{10} - R_1(t)}{t} + \frac{dR_1(t)}{dt} \right]^3. \quad (14)$$

3. Выведенные уравнения позволяют рассчитать закон движения цилиндрической ампулы, обжимаемой зарядом ВВ. Введя в уравнении (9) $p_2(t) = 0$ и подставив вместо $p_1(t)$ формулу (14), получим уравнение, определяющее закон движения ампулы:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2}{dt^2} [R_1^2(t)] \frac{1}{4} \ln \frac{R_1^2(t)}{R_1^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2)} - \\ & - \left[\frac{d}{dt} R_1^2(t) \right]^2 \frac{R_{10}^2 - R_{20}^2}{8R_1^2(t) [R_1^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2)]} + \\ & + \frac{16}{27} \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{1}{D} \left[\frac{L + R_{10} - R_1(t)}{t} + \frac{dR_1(t)}{dt} \right]^3 = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Для удобства вычислений введем безразмерные переменные:

$$\bar{R}_1 = \frac{R_1}{R_{10}}; \quad \bar{t} = \frac{tD}{R_{10}}. \quad (16)$$

Введем также следующие обозначения:

$$\rho = \frac{\rho_1}{\rho_0}; \quad \mu = \frac{R_{10}^2 - R_{20}^2}{R_{10}^2}; \quad k = \frac{L}{R_{10}}. \quad (17)$$

Тогда уравнение (15) примет вид

$$\begin{aligned} & \frac{d^2}{d\bar{t}^2} [\bar{R}_1^2(\bar{t})] \frac{1}{4} \ln \frac{\bar{R}_1^2(\bar{t})}{\bar{R}_1^2(\bar{t}) - \mu} - \left[\frac{d}{d\bar{t}} \bar{R}_1^2(\bar{t}) \right]^2 \frac{\mu}{8\bar{R}_1^2(\bar{t}) [\bar{R}_1^2(\bar{t}) - \mu]} + \\ & + \frac{16}{27} \frac{1}{\rho} \left[\frac{k + 1 - \bar{R}_1(\bar{t})}{\bar{t}} + \frac{d\bar{R}_1(\bar{t})}{d\bar{t}} \right]^3 = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Начальные условия задачи таковы: при $\bar{t} = k$, $\bar{R}_1(k) = 1$, $\bar{R}_1'(k) = 0$. Последнее означает, что если за начальный момент выбрать начало детонации, то в момент, когда детонационная волна выйдет на стенку ампулы, скорость и смещение ампулы равны нулю. Введя новую функцию

$$x(\tau) = \bar{R}_1^2(\tau), \quad (19)$$

и новый аргумент

$$\tau = \bar{t} - k,$$

приведем уравнение (18) к виду, удобному для численных расчетов:

$$x'' \ln \frac{x}{x - \mu} - (x')^2 \frac{\mu}{2x(x - \mu)} + \frac{64}{27} \frac{1}{\rho} \left[\frac{k + 1 - \sqrt{x}}{\tau + k} + \frac{1}{2\sqrt{x}} x' \right]^3 = 0. \quad (20)$$

При этом начальные условия

$$\text{при } \tau = 0 \quad x(0) = 1, \quad x'(0) = 0. \quad (21)$$

После численных расчетов обратный переход к физическим величинам производится по формулам:

$$\left. \begin{aligned} R_1(t) &= R_{10} \sqrt{x}; \\ t &= \frac{R_{10}}{D} (\tau + k); \\ R_2(t) &= R_{10} \sqrt{x - \mu}; \\ R_1'(t) &= D \frac{x'}{2\sqrt{x}}; \\ R_2'(t) &= D \frac{x}{2\sqrt{x - \mu}}; \\ \dot{W}(t) &= \rho_0 R_{10}^2 D^2 \frac{\pi}{8} \rho (x')^2 \ln \frac{x}{x - \mu}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Масса плоского сечения ВВ единичной толщины определяется формулой:

$$M_{ВВ} = \pi \rho_0 R_{10}^2 k (k + 2). \quad (23)$$

Отношение масс ВВ и ампулы определяется уравнением:

$$r = \frac{M_{ВВ}}{M_{амп}} = \frac{1}{\rho} \frac{k(k+2)}{\mu}. \quad (24)$$

Уравнение (20) с начальными условиями (21) решалось на электронной вычислительной машине. Значения параметров μ и ρ фиксировались ($\mu=0,75$; $\rho=7,08$), что соответствует обжатию стальной ампулы ($\rho_1=7,8$ г/см³), площадь стенок которой составляет 75% площади ампулы, зарядом гексогена с насыпной плотностью $\rho_0=1,1$ г/см³. Параметр k , характеризующий величину заряда, менялся от 0,1 до 10.

Для решения уравнения (20) использовался метод Рунге — Кутты и выбиралась соответствующая стандартная программа. Вычислялись

величины \sqrt{x} ; τ ; $\sqrt{x - \mu}$; $\frac{x'}{2\sqrt{x}}$, $\frac{x'}{2\sqrt{x - \mu}}$, $(x')^2 \ln \frac{x}{x - \mu}$,

$\left[\frac{k+1 - \sqrt{x}}{\tau + k} + \frac{x'}{2\sqrt{x}} \right]^3$. Результаты вычислений для $k=5$ приведены в табл. 1.

На рис. 2 представлены результаты вычислений величины $(x')^2 \ln \frac{x}{x - \mu}$ для максимального времени в зависимости от k для $\mu=0,75$, $\rho=7,08$. При использовании формулы (22) из этого графика получается зависимость кинетической энергии ампулы от заряда. На графике даны соответствующие числовые величины для стандартной ампулы, обжимаемой зарядом насыщенного гексогена, из которых следует, что для $k=5$, соответствующему весу заряда 170 г, кинетическая энергия равна ~ 2 ккал. Из рис. 2 также видно, что увеличение заряда, начиная с веса ВВ 170 г, не приводит к существенному увеличению кинетической энергии и поэтому применение зарядов с весом >170 г нецелесообразно.

Таблица 1

τ	\sqrt{x}	$\sqrt{x-\mu}$	$\frac{x'}{2\sqrt{x}}$	$\frac{x'}{2\sqrt{x-\mu}}$	$(x')^2 \ln \frac{x}{x-\mu}$
0,2750	0,9958	0,4915	0,2909	0,05893	0,004739
0,4000	0,9915	0,4828	0,3981	0,08177	0,008973
0,5000	0,9871	0,4737	0,4740	0,09877	0,01285
0,5750	0,9834	0,4659	0,5254	0,1109	0,01596
0,650	0,9793	0,4571	0,5725	0,1227	0,01916
0,725	0,9748	0,4475	0,6155	0,1341	0,02243
0,800	0,9700	0,4370	0,6545	0,1453	0,02571
0,850	0,9667	0,4295	0,6783	0,1527	0,02790
0,900	0,9633	0,4217	0,7005	0,1600	0,03009
0,975	0,9579	0,4093	0,7308	0,1710	0,03333
1,025	0,9542	0,4006	0,7490	0,1784	0,03547
1,075	0,9504	0,3915	0,7657	0,1859	0,03758
1,125	0,9465	0,3820	0,7809	0,1935	0,03966
1,200	0,9405	0,3670	0,8008	0,2052	0,04272
1,250	0,9366	0,3566	0,8123	0,2133	0,04471
1,300	0,9325	0,3457	0,8222	0,2218	0,04666
1,350	0,9283	0,3344	0,8307	0,2306	0,04858
1,400	0,9242	0,3226	0,8376	0,2399	0,05045
1,450	0,9200	0,3104	0,8430	0,2499	0,05228
1,500	0,9157	0,2976	0,8468	0,2605	0,05407
1,550	0,9115	0,2843	0,8489	0,2722	0,05581
1,600	0,9072	0,2703	0,8493	0,2849	0,05750
1,650	0,9030	0,2557	0,8479	0,2993	0,05915
1,700	0,8988	0,2404	0,8444	0,3156	0,06075
1,775	0,8925	0,2156	0,8348	0,3454	0,06307

Интересно сопоставить этот результат с экспериментальными данными, полученными ранее. Так, при спектроскопическом исследовании степени кристалличности окиси неодима, подвергнутой ударному сжатию, было обнаружено, что увеличение заряда, начиная со 100 г, уже не влияет (в пределах ошибки опыта) на качество кристаллов [1]. Похожий результат был получен и в опытах с нитридом бора [2]. На том

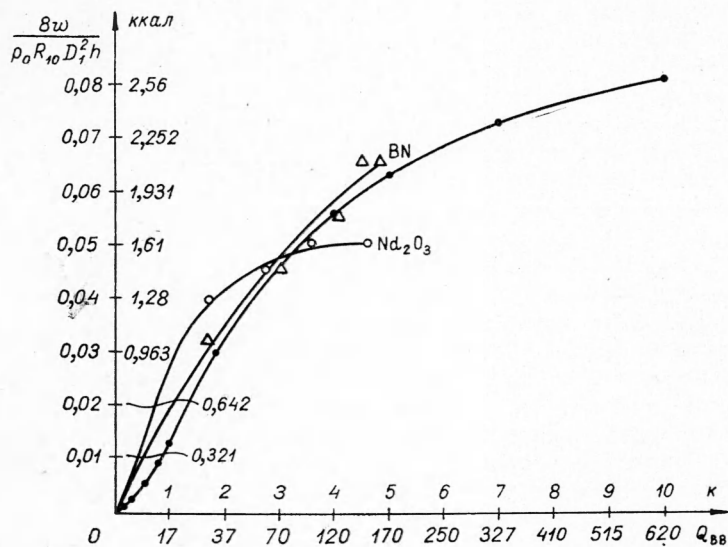


Рис. 2.

же рис. 2 приведены кривые изменения интенсивности полос поглощения этих двух веществ, которые показывают ход, близкий к изменению кинетической энергии.

4. Для качественного исследования процесса обжаривания были поставлены эксперименты, позволяющие фиксировать конфигурацию ампулы в процессе обжаривания. В опытах была использована стальная ампула с внешним диаметром 20 мм, диаметром полости 10 мм и высотой 120 мм, сверху и снизу были завинчены пробки. Заряд насыпного гексогена имел диаметр 60 мм и вес — 300 г ($k=1,9$). Детонатор помещался сверху в центре заряда.

С помощью импульсной рентгеновской установки были получены два снимка — через 5,5 и 11,7 мксек после детонации. Исследование этих снимков позволило приблизительно определить скорость обжаривания, а также оценить величину кинетической энергии ампулы. К сожалению, при сравнительно малых размерах ампулы и малом числе кадров использованная методика не позволяет с достаточной точностью исследовать закон обжаривания, однако обработка и этих экспериментальных данных указывает на совпадение порядков величин скорости и энергии, полученных на опыте и в описанном выше расчете.

ХИМИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ТЕРМОДИНАМИКЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ ПОРОШКА В ЦИЛИНДРЕ

Поскольку в описываемых опытах происходит ударное сжатие порошкообразных материалов в стальных ампулах, представляет интерес определить давление и температуру, развивающиеся в пористых материалах. Для этого было исследовано разложение карбонатов двухвалентных металлов в условиях адиабатического сжатия.

Интерпретация экспериментальных данных выполнена для следующих допущений:

- а) система является замкнутой, т. е. обменивается с окружающей средой энергией, но не массой;
- б) процесс разложения карбонатов при адиабатическом сжатии ударными волнами невысокой интенсивности является изоэнтропическим;
- в) реакция разложения карбонатов протекает под действием двух параметров — давления и температуры;
- г) равновесие в замкнутой системе при данных параметрах устанавливается за несколько микросекунд.

В обоснование сделанных допущений можно сказать, что стальные ампулы после ударного сжатия представляют собой герметические системы, при вскрытии которых наблюдается резкое выделение газов. Поскольку при частичном разложении карбонатов агрегатное состояние системы практически остается без изменения, энтропия действительно должна меняться очень мало. Разогревание ампул после ударного сжатия отмечалось ранее [1] и представляется очевидным совместное рассмотрение действия давления и температуры. Что касается времени установления равновесия, то в обоснование этого предположения можно указать на многочисленные синтезы и полиморфные превращения, осуществленные в условиях ударного сжатия, т. е. за время порядка 1 мксек.

Для определения температуры и энергии проведена серия калориметрических опытов, в которых за фиксированное время после момента

взрыва ампула помещалась в водяной калориметр и определялось повышение температуры воды. На рис. 3 приведены результаты измерений повышения температуры калориметра за время 1,5—2,5 мин и экстраполяция на нулевой момент времени; эти данные являются усредненными результатами 12 опытов.

Отсюда легко определить энергию, поглощенную ампулой с веществом после взрыва, по формуле

$$Q = c \cdot m \cdot \Delta t, \quad (25)$$

где c — удельная теплоемкость воды (1 кал/г·град), m — масса воды в калориметре (450 г) и Δt — экстраполированный на момент времени $\tau=0$ подъем температуры калориметра в °С. В табл. 2 приведены результаты расчетов по формуле (25), причем каждое значение является средним из двух опытов.

Таким образом, стандартные ампулы отдают в калориметре приблизительно одинаковое количество энергии, равное в среднем 1,6 ккал. Эта величина примерно на 20% меньше той энергии, которую сообщает пустой ампуле ударная волна, как было показано выше. Потеря энергии происходит, по-видимому, в основном из-за протекания в ампуле химической реакции разложения карбонатов. Известную роль играет также погрешность экстраполяции.

Количество тепловой энергии, определенной по уравнению (25), может дать информацию и относительно средней температуры ампулы после взрыва. В самом деле,

$$Q = c_1 m_1 (t_0 - t_k) + c_2 m_2 (t_0 - t_k), \quad (26)$$

где c_1 — удельная теплоемкость стальной ампулы, равная $\approx 0,12$ кал/г·град; c_2 — удельная теплоемкость вещества ампулы, равная для CuCO_3 и $\text{SrCO}_3 \approx 0,13$ кал/г·град; m_1 и m_2 — массы ампулы и вещества, г; t_0 — температура, до которой нагрелась ампула с веществом после взрыва; t_k — температура воды калориметра, равная для опытов с CuCO_3 и SrCO_3 26,3°С.

В проведенных опытах ампула с карбонатом меди весила 30,84 г, причем вес CuCO_3 равен 1,79 г; ампула с карбонатом стронция весила 30,80 г, а сам карбонат 1,93 г. Подставляя эти данные в уравнение (26), получаем, что средняя температура нагрева ампулы с карбонатом меди после взрыва равна 557,0°, а ампулы с карбонатом стронция 558,4°С.

* Количество ВВ во всех опытах равно 130 г.

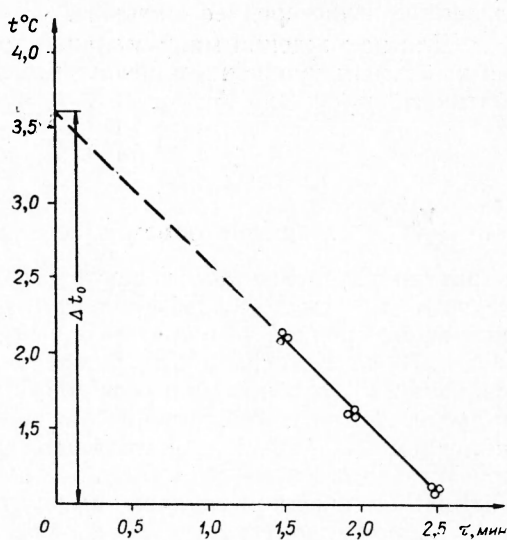
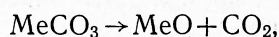


Рис. 3.

Таблица 2*

Вещество ампулы	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	$Q, \text{ккал}$
CaCO_3	3,7	1,66
SrCO_3	3,6	1,62
BaCO_3	3,5	1,58
CuCO_3	3,7	1,66
MnCO_3	3,6	1,62
CdCO_3	3,6	1,62

После вскрытия ампул с карбонатами обнаружено, что по оси ампул произошло разложение и частичное образование окисей меди и стронция по обычной схеме:



причем анализ показал большее разложение в случае CuCO_3 . Если содержимое ампулы до взрыва составляло 0,012 моля карбоната меди, то после взрыва обнаружено лишь 0,0044 моля; в случае карбоната стронция соответствующие цифры равны 0,013 и 0,0129 молей. Это обстоятельство позволяет предположить, что по оси ампулы в момент ударного сжатия развивалась гораздо большая температура, чем определенное выше среднее значение.

Для нахождения максимальной температуры можно воспользоваться известным уравнением связи температуры и объема в условиях адиабатического сжатия [5]:

$$T = T_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\Gamma, \quad (27)$$

где $\frac{V_0}{V}$ — отношение объемов вещества до и после сжатия; T_0 — температура разгруженного вещества; T — температура в волне адиабатического сжатия; Γ — коэффициент Грюнайзена. T_0 является определенной выше средней температурой ампулы в шкале Кельвина, т. е. $T_0 = t_0 + 273^\circ \text{K}$. Коэффициент Грюнайзена можно считать постоянным и равным 2 [5], а отношения объемов для карбонатов меди и стронция до и после взрыва соответственно равны 1,50 и 1,51. Используя эти данные, получаем значения T для ампулы с CuCO_3 и SrCO_3 1870 и 1890°K соответственно. Таким образом, по оси ампулы развивается температура на 1000° больше, чем средняя температура всей ампулы после взрыва.

Зная температуру и степень разложения карбонатов в результате ударного сжатия, можно определить и давление фронта волны адиабатического сжатия (p) путем решения дифференциального уравнения:

$$\frac{\Delta V}{\Delta n} = \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial p} \right)_T, \quad (28)$$

где изменение изобарного потенциала

$$\Delta G = -4,575T \lg p_{\text{CO}_2}, \quad (29)$$

можно связать с температурой с помощью уравнения (30), рекомендованного для диссоциации карбонатов двухвалентных металлов [6]:

$$\lg p_{\text{CO}_2} = -\frac{\Delta H_{298}^0}{4,575T} + 1,75 \lg T + 3,2. \quad (30)$$

При подстановке (30) в уравнение (29) получаем

$$\Delta G = -4,575T \left[-\frac{\Delta H_{298}^0}{4,575T} + 1,75 \lg T + 3,2 \right]; \quad (31)$$

Здесь ΔH_{298}^0 — стандартное изменение энтальпии для диссоциации карбонатов, равное для CuCO_3 11 050 и для SrCO_3 56 050 кал; ΔV — раз-

ность объемов вещества до и после сжатия, определяемая экспериментально; Δn — изменение числа молей при разложении карбоната, определяемое из химического анализа.

Решая уравнение (28) для адиабатического сжатия и используя (31), получаем

$$p = 41 \cdot 4,575 \frac{\Delta n}{\Delta V} \cdot T \left(- \frac{\Delta H_{293}^0}{4,575T} + 1,75 \lg T + 3,2 \right). \quad (32)$$

Используя приведенные выше значения Δn , ΔV и T , находим, что давление фронта волны адиабатического сжатия в месте разложения карбонатов меди и стронция соответственно равно 1,66 и $1,63 \cdot 10^5$ атм, или в среднем 164,5 кбар.

В заключение отметим, что авторы работы [7], изучавшие поведение карбоната кальция (мрамор) при близких динамических нагрузках, обнаружили его сжатие в 1,23—1,25 раза, что приписали фазовому переходу. Однако наше исследование показало, что при ударном сжатии карбонатов происходит их разложение на окись и углекислый газ. Еще раньше Ю. Н. Рябинин [8] при изучении динамических нагрузок в карбонате магния отметил его химическое превращение в MgO. Эти факты позволяют предположить, что в работе [7] имел место не фазовый переход, а превращение карбоната кальция в окись. В пользу такого вывода говорит и тот факт, что произведение найденного коэффициента сжатия на удельный вес карбоната кальция в точности равно удельному весу окиси кальция: $2,70 \cdot 1,24 = 3,35$ г/см³.

Поступила в редакцию
19/1 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Бацанов, А. А. Дерibas. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.
2. С. С. Бацанов, Г. Е. Блохина, А. А. Дерibas. ЖСХ, 1965, 6, 227.
3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Сб. «Физика взрыва», Физматгиз, 1959.
4. А. Aziz, H. Hurwitz, H. Sternberg. Phys. Fluids, 1961, 4, 380.
5. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963, стр. 469.
6. А. А. Жуховицкий, Л. А. Шварцман. Физическая химия. М., 1964, стр. 90.
7. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров. Докл. АН СССР, 1959, 128, 261.
8. Ю. Н. Рябинин. ЖТФ, 1956, 26, 12.